



Praktikum

Grundlagen der Fertigungstechnik

Bachelorstudiengang Werkstoffwissenschaft

Versuch F3

Charakterisierung der Strahlungseigenschaften eines CO₂-Lasers

Versuchsziel

Ziel des Versuches ist das Kennenlernen des Lasers als eine wichtige Strahlungs- und Energiequelle moderner Fertigungsverfahren. Im Mittelpunkt stehen dabei verschiedene Methoden zur Charakterisierung der Strahlungseigenschaften, deren genaue Kenntnis grundlegend für die effiziente Anwendung des Lasers für Materialbearbeitungsaufgaben unabdingbar sind. Der Versuch versteht sich als Einführung in weitere Versuche der Fertigungstechnik und Lasermaterialbearbeitung, weshalb die vorliegende Anleitung zum Verständnis der notwendigen theoretischen Grundlagen relativ umfangreich gefasst ist. Für ein detaillierteres Verständnis der physikalischen Zusammenhänge sei auf die unter Punkt 6 angegebenen Literaturstellen verwiesen.

1. Zur Verfügung stehende Technik

Der Versuchsaufbau zur Charakterisierung der Strahlungseigenschaften besteht aus folgenden optischen Komponenten und elektrischen Geräten:

- 1.2 kW-CO₂-Laser, langsam längsgeströmt (SM1200P, FEHA Halle GmbH)
- Spiegel und Strahlteiler zur Strahlführung
- Spektrum Analysator (3,5 µm...11,3 µm)
- kalorimetrischer Empfänger D
- Polarisationsanalysator
- $\lambda/4$ -Plättchen
- Bildplatten und UV Lampe
- schneller Detektor
- Oszillograph
- Thermopapier

2. Aufgabenstellung

- 2.1 Die Ausgangsleistung P_0 eines CO_2 -Lasers ist für verschiedene Injektionsströme der Gasentladung aufzunehmen und grafisch darzustellen.
- 2.2 Die Polarisation der Laserstrahlung ist im Originalstrahl und nach Durchlaufen eines $\lambda/4$ -Plättchens zu vermessen.
- 2.3 Mittels eines Linienmessgerätes ist das Linienspektrum des CO_2 -Lasers im gepulsten und kontinuierlichen Betrieb zu analysieren.
- 2.4 Mittels der 2-Schuss-Methode ist der Strahldurchmesser in verschiedenen Entfernungen vom Laserausgang zu bestimmen und aus den Messwerten der Verlauf der Strahlkaustik und die Divergenz zu ermitteln.
- 2.5 Der CO_2 -Laser ist über seine Gasentladung elektrisch zu pulsen und der zeitliche Impulsverlauf bei verschiedenen Pulsfolgefrequenzen und Tastverhältnissen aufzuzeichnen. Die Pulslänge, die mittlere Leistung sowie die Impulsspitzenleistung sind zu ermitteln.
- 2.6 Über die Synchronisation des CO_2 -Lasers mit einem Interferenz-Laserstrahlungs-Modulator sind kurze Strahlungsimpulse zu erzeugen und zu charakterisieren. Die Kennwerte sind mit den in Aufgabe 1.4 ermittelten Werten zu vergleichen und Unterschiede zu diskutieren.

3. Grundlagen

3.1 Der Laser

3.1.1 Einführung

Die Interpretation des Kunstwortes **LASER** weist schon auf wichtige Grundelemente seiner Funktion hin. Die ursprüngliche Ableitung erfolgte aus der englischsprachigen Version

LASER \equiv Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation,

wobei diese Charakterisierung etwas zu weit gefasst ist, denn sie trifft auf einfache Verstärker elektromagnetischer Strahlung, die noch keine „LASER“ im engeren Sinne darstellen, ebenso zu. Außerdem fehlt eine ganz wichtige Grundkomponente, die in der deutschen Version enthalten ist:

LASER \equiv Licht angeregter, Strahlung emittierender Resonator.

Hier taucht der Resonator, der die Lasereigenschaften in hohem Maße mitbestimmt, auf. Allerdings ist diese Definition wieder zu eng gefasst, denn die „Lichtanregung“ ist nur eine spezielle Form der Energiezufuhr für Laser. Ziehen wir aus beiden Aussagen das uneingeschränkt Zutreffende heraus, kommen wir zu den drei Grundelementen des Lasers (Bild 1):

- aktives Medium (verstärkt Strahlung durch stimulierte Emission),
- Pumpenergiezufuhr (Anregung des aktiven Mediums) und
- Resonator (sorgt für die notwendige Strahlungsrückkopplung).

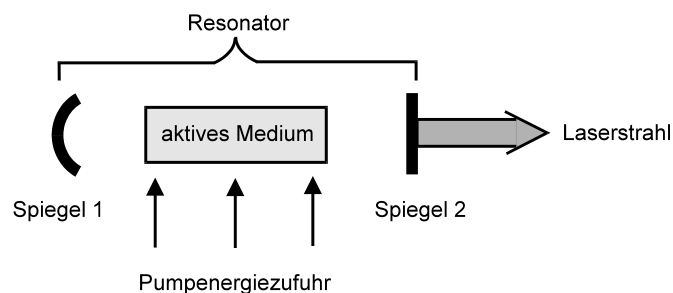
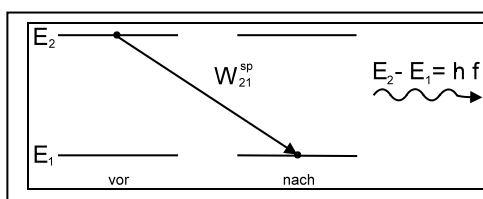


Bild 1: Die Grundelemente eines Lasers.

3.1.2 Das aktive Medium

Das aktive Medium besteht aus einem Ensemble atomarer Einzelsysteme. Im Folgenden wird zunächst nur ein einzelnes atomares System in Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung betrachtet. Ein atomares System im angeregten Energiezustand E_2 ist in der Lage, ohne jede äußere Beeinflussung, d.h. also völlig unabhängig von eventuell vorhandenen Strahlungsfeldern spontan in den Grundzustand E_1 nach einer mittleren Verweilzeit zurückzukehren. Diese Verweilzeit entspricht der mittleren Lebensdauer im Zustand E_2 . Ist die beschriebene Zustandsänderung mit der Emission eines Photons verbunden, sprechen wir von einer spontanen Emission. Das emittierte Photon besitzt gemäß der Planck'schen Beziehung $E_2 - E_1 = h \cdot f$ die Frequenz f . Typisch für die spontane Emission eines Photons ist, dass sowohl der Zeitpunkt der Emission und damit auch die Phase der ausgesandten elektromagnetischen Welle, als auch die Emissions- und die Polarisationsrichtung des Photons rein zufällig, d.h. statistisch sind. Die spontane Emission liefert folglich inkohärente Strahlung.



Arten der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie:

- l.: spontane Emission
- u.l.: Absorption
- u.r.: induzierte Emission

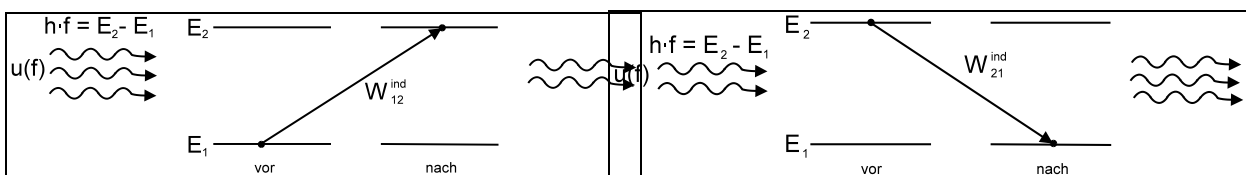


Bild 2: Wechselwirkungsmechanismen elektromagnetischer Strahlung mit einem atomaren System.

Befindet sich das betrachtete atomare System im unteren Energieniveau E_1 , so kann es durch Strahlung über Absorption eines Photons in das Energieniveau E_2 angeregt werden. Voraussetzung dafür ist die Erfüllung der Resonanzbedingung $h \cdot f = E_2 - E_1$, die die Frequenz des Strahlungsfeldes erfüllen muss.

Dieser resonante Prozess wird als induzierte Absorption oder einfach Absorption bezeichnet.

Ein dritter Grundmechanismus, der für die Lasertechnik von entscheidender Bedeutung ist, ist die stimulierte oder induzierte Emission. Hierbei wird ein atomares System im angeregten Zustand (E_2) durch Einwirkung eines äußeren Strahlungsfeldes (welches wieder die Resonanzbedingung erfüllt) zur Aussendung eines Photons stimuliert.

Im Gegensatz zur spontanen Emission sind sowohl die stimulierte Emission als auch die induzierte Absorption Funktionen des vorhandenen Strahlungsfeldes, es sind kohärente Prozesse. Ist das induzierende Strahlungsfeld eine ebene monochromatische Welle, so besitzt das stimulierte ausgesandte Photon gegenüber dem eingestrahltten Feld folgende bemerkenswerte Eigenschaften:

- gleiche Frequenz
- gleiche Phase
- die gleiche Polarisationsrichtung und
- die gleiche Ausbreitungsrichtung

Diese Tatsache legt bereits nahe, dass es sich bei der induzierten Emission um den grundlegenden Prozess für die Entstehung von Laserstrahlung mit ihren herausragenden Eigenschaften handelt.

Um jetzt die im aktiven Medium eines Lasers ablaufenden Prozesse vollständig beschreiben zu können, gehen wir vom atomaren Einzelsystem zum Ensemble solcher Systeme über, d.h. wir betrachten so große Zahlen von Einzelsystemen, dass die Gesetze der Statistik volle Gültigkeit besitzen. Von grundlegendem Interesse ist nun die Frage, wie die energetischen Zustände, die jedes einzelne der betrachteten atomaren Systeme annehmen kann, im Gesamtensemble besetzt sind ($N_i(E_i)$). Erst die Kenntnis dieser Funktion gestattet zum Beispiel Aussagen darüber, in welcher Weise die Wechselwirkung eines Strahlungsfeldes mit unserem Medium abläuft. Im „natürlichen Fall“ wird $N_i(E_i)$ durch die Temperatur T des Mediums bestimmt. Modellhaft kann man sich vorstellen, dass über die von T bestimmte Wärmebewegung der atomaren Einzelsysteme und deren Wechselwirkung untereinander mit rasch abnehmender Wahrscheinlichkeit in Richtung wachsender Energien auch höhere Energieniveaus besetzt werden. Die resultierenden Besetzungsdichten der E_i sind durch die so genannte Boltzmann-Verteilung gegeben:

$$N_j = N_i e^{-\frac{E_j - E_i}{k \cdot T}} \quad (1)$$

Diese Beziehung gilt generell für Systeme im thermodynamischen Gleichgewicht, also für die Besetzung von diskreten Elektronen-, Schwingungs- oder Rotationsniveaus ebenso, wie z.B. für die Verteilung von Elektronen auf die Energiebänder eines Halbleiters. Bild 3 illustriert die Funktion $N_i(E_i)$ für ein endliches T . Für Systeme im thermodynamischen Gleichgewicht kann festgestellt werden:

- für endliche Werte von T gilt generell $N_i > N_j$ für $E_j > E_i$
- für $T \rightarrow 0$ ist nur der energetisch tiefstmögliche Zustand besetzt (Grundzustand)
- für $T \rightarrow \infty$ ergibt sich die Gleichverteilung $N_i = N_j$ für alle E

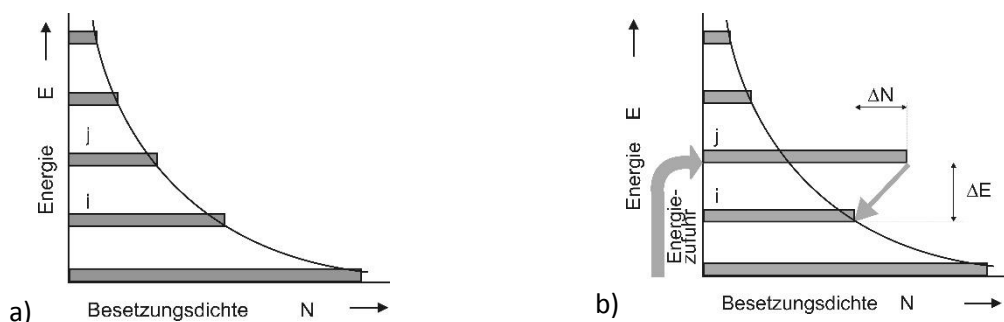


Bild 3: Boltzmannverteilung (a) für ein Ensemble atomarer Systeme der endlichen Temperatur T und Beispiel für eine Besetzungsinversion (b), die durch Umproportionierung von Teilchen aus dem Grundzustand in den angeregten Zustand j erzielt wurde.

Aus den Wahrscheinlichkeiten der Übergänge folgt, dass durch das äußere Strahlungsfeld pro Zeiteinheit generell mehr Teilchen von E_i in E_j befördert werden als umgekehrt. Mit wachsendem Strahlungsfeld füllt sich E_j relativ zu E_i immer mehr auf, allerdings nur bis zur Grenze der Gleichverteilung $N_i = N_j$. Eine kohärente Strahlungsverstärkung erfordert auf alle Fälle $dN_{ij}^{ind} < dN_{ji}^{ind}$ und damit in Umkehrung der bisherigen Schlussweise $N_j > N_i$. Diesen „unnatürlichen“ Fall der Besetzungsdichteverteilung nennt man Besetzungsinversion (vgl. Bild 3 b). Die Grundaufgabe für die Realisierung eines Lasers, also eines „Lichtverstärkers“, ist folglich die Schaffung einer Besetzungsinversion.

3.1.3 Pumpenergiezufuhr

Die Erzeugung der Besetzungsinversion durch das Pumpen kann in folgende typische Methoden unterteilt werden:

- optisches Pumpen (z.B. lampengepumpter oder diodenlasergepumpter Festkörperlaser)
- Stoßanregung (Stöße 1. und 2. Art; besonders bei Gaslasern; an Gasentladung gebunden)
- Stromdurchgang durch pn-Übergang (Halbleiterlaser)
- Chemisches Pumpen
- Gasdynamisches Prinzip

3.1.4 Der Laserresonator

Das die Strahlung erzeugende aktive Medium wird erst dann zum Laser, wenn dafür gesorgt wird, dass zumindest ein Teil der erzeugten Strahlung zurückgekoppelt und damit der entscheidende Schritt in Richtung kohärenter Verstärkung der elektromagnetischen Welle getan wird. Diese Aufgabe übernimmt der Laserresonator.

Grundtyp des Laserresonators ist der Fabry-Pérot-Resonator (Bild 4). Die durch Spiegel 1 mit der Reflektivität R_1 und Spiegel 2 mit der Reflektivität R_2 gegebene Resonanzstruktur sorgt für die Rückkopplung der vom aktiven Medium erzeugten Strahlung und damit zu einer Auszeichnung relativ weniger definierter Eigenschwingungen des elektromagnetischen Feldes, den Moden. Diese Eigenschwingungen des Resonators sind durch Frequenz, Richtung und Polarisation charakterisiert, so dass dadurch letztendlich die typischen Strahlungseigenschaften eines Lasers bestimmt werden.

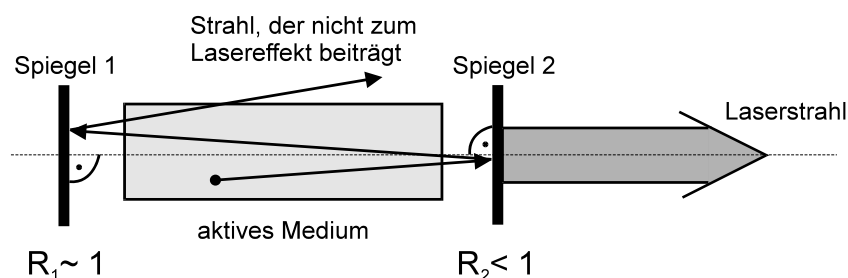


Bild 4: Zur Funktion eines Laserresonators vom Fabry-Pérot-Typ.

Stark vereinfacht kann die Wirkung des Resonators im Photonenbild und rein geometrisch optisch etwa folgendermaßen beschrieben werden: Das invertierte aktive Medium emittiert zunächst spontan Photonen, von denen einige zufällig quasiparallel zur Resonatorachse ausgesandt werden. Sie treffen auf die Spiegel, werden von diesen wieder in das aktive Medium zurückgekoppelt und können dadurch mit gewisser Wahrscheinlichkeit zur Erzeugung stimulierter Photonen beitragen, d.h. die Strahlung wird verstärkt. Ist diese Verstärkung groß genug, baut sich sehr schnell, lawinenartig, die gewünschte kohärente elektromagnetische Welle mit der Ausbreitungsrichtung parallel zur Resonatorachse auf, von der ein Teil als Laserstrahl aus dem Resonator ausgekoppelt werden kann. Wie Bild 4 illustriert, verlassen „zu schräg“ verlaufende Strahlen rasch den Resonator und tragen nicht zum Lasereffekt bei. Durch die Wirkung des Resonators wird erreicht, dass die überwältigende Mehrheit der vom aktiven Medium erzeugten Photonen stimuliert emittiert wird, nur ein winziger Bruchteil wird spontan erzeugt und kann gegebenenfalls als Strahlung, die seitlich den Resonator verlässt, direkt beobachtet werden. In den üblichen Resonatorversionen wird ein Spiegel totalreflektierend ($R \approx 1$) ausgebildet, der zweite ist der teildurchlässige oder Auskoppelspiegel ($R < 1$), der den gewünschten Laserstrahl aus dem Resonator auskoppelt.

Zusammengefasst kann festgestellt werden, dass die Resonatorparameter, beim einfachen 2-Spiegel-Resonator sind dies

- die Reflektivitäten der Spiegel R_1, R_2
- die Spiegelradien r_1, r_2
- die Spiegeldurchmesser a_1, a_2
- der Spiegelabstand (die Resonatorlänge) L und
- gegebenenfalls Aperturen innerhalb des Resonators,

in voller Breite die Charakteristika der Laserstrahlung beeinflussen:

- die Leistung über die Ausleuchtung des aktiven Mediums sowie die Rückkopplung,
- die Ausbreitungseigenschaften des Laserstrahls (\rightarrow Divergenz),
- die Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt (\rightarrow transversale Moden),
- die spektrale Feinstruktur (\rightarrow longitudinale Moden, Linienbreiten) und
- die Polarisation der Laserstrahlung.

Neben dem einfachen FPI-Resonator existieren eine Menge weitaus komplizierterer Resonatortypen, auf die hier jedoch nicht näher eingegangen werden soll.

3.2 CO₂-Laser

Der CO₂-Laser ist ein Gaslaser, der sowohl kontinuierlich (cw: continuous wave) als auch im Impulsbetrieb (pw: pulsed wave) arbeiten kann und im mittleren Infrarot emittiert. Mit CO₂-Lasern können die höchsten kontinuierlichen Leistungen (> 100 kW) erzielt werden. Sein hoher Wirkungsgrad (bis 15 %) übertrifft den fast aller anderen Laser.

Die Laseremission beruht auf Übergängen zwischen Rotationsschwingungsniveaus des CO₂-Moleküls im Elektronengrundzustand. Das CO₂-Molekül ist ein lineares gestrecktes Molekül mit drei Grundschwingungstypen (siehe Bild 5).

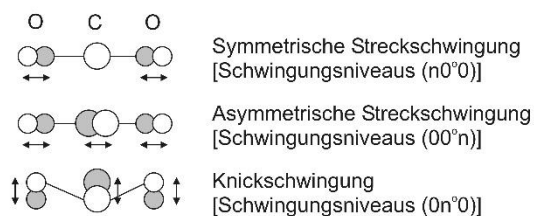


Bild 5: Grundschwingungstypen im CO₂-Molekül.

Bild 6 zeigt schematisch die wichtigsten Anregungsmechanismen, Laserübergänge und Relaxationsprozesse im Energieniveauschema. Die Laseremission erfolgt aus dem antisymmetrischen Streckschwingungsniveau (00^1) in das symmetrische Streckschwingungsniveau (10^0) oder in das Knickschwingungsniveau (02^0). Auf Grund der Aufspaltung der Schwingungsniveaus in unterschiedliche Rotationsniveaus des CO₂-Moleküls ist eine Vielzahl von Übergängen möglich. Die Entleerung der unteren Laserniveaus (10^0) und (02^0) erfolgt relativ schnell ($0,1 \mu\text{s}$ bzw. $4,5 \mu\text{s}$) durch Schwingungs-Schwingungs-Relaxationen in den untersten Schwingungszustand (0110). Die Entleerung dieses Zustandes in den (00^0) Grundzustand erfolgt allerdings relativ langsam ($< 30 \mu\text{s}$; „Flaschenhals“ des Inversionsmechanismus im CO₂-Laser), so dass zusätzliche Stoßpartner (He) erforderlich sind, um eine genügend schnelle Entleerung des (0110) Zustandes und damit eine genügend große Besetzungsdichte zu erreichen.

Insgesamt existieren ca. 300 diskrete Linien (Wellenlängen bzw. Frequenzen) zwischen $9 \mu\text{m}$ und $11 \mu\text{m}$ in 4 Bereichen ($10,6 \mu\text{m}$; $10,2 \mu\text{m}$; $9,6 \mu\text{m}$ und $9,2 \mu\text{m}$). Die Hauptlinie mit der höchsten Laserausgangsleistung ist die P(20) bei $10,59 \mu\text{m}$. Zur Detektion der im Laserbetrieb anschwingenden Linien steht ein kommerzielles Linienmessgerät zu Verfügung.

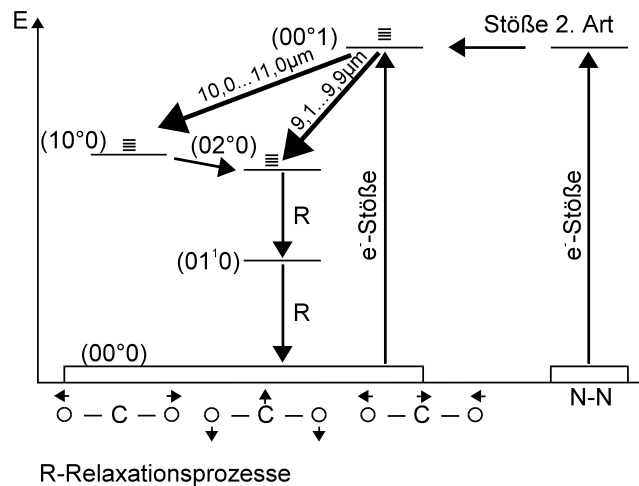


Bild 6: Energieniveauschema eines CO₂-Lasers.

Die für den Laserbetrieb notwendige Besetzungsinversion wird beim CO₂-Laser durch eine Gasentladung in Gasgemischen aus CO₂:N₂:He im Verhältnis (1:1:8) realisiert. Dazu wird das obere Laserniveau sowohl direkt durch Elektronenstöße als auch durch Stöße 2. Art mit den angeregten N₂-Molekülen angeregt. Das untere Laserniveau wird ebenfalls durch Stoßprozesse (z.B. He) entleert. Zur Erhaltung der Besetzungsinversion ist Gaskühlung erforderlich ($T < 700$ K). Diese erfolgt durch Wärmeleitung (kleine bis mittlere Leistung) und Konvektion (Gastransportlaser höherer Leistung). Neben der Anregung durch Gasentladung sind beim CO₂-Laser ebenfalls Anregungsmechanismen nach dem gasdynamischen Prinzip sowie durch chemische Reaktionen möglich.

3.3 Eigenschaften der Laserstrahlung

Die Polarisation der Strahlung

Licht kann als elektromagnetische Welle mit der Wellenlänge λ und der Frequenz f beschrieben werden, deren Ausbreitungsrichtung durch den Wellenvektor \vec{k} gegeben ist. Bei elektromagnetischen Wellen als typischen Transversalwellen stehen die zwei Vektoren (elektrische Feldstärke \vec{E} und magnetische Feldstärke \vec{H}) senkrecht auf der Fortpflanzungsrichtung (siehe Bild 7).

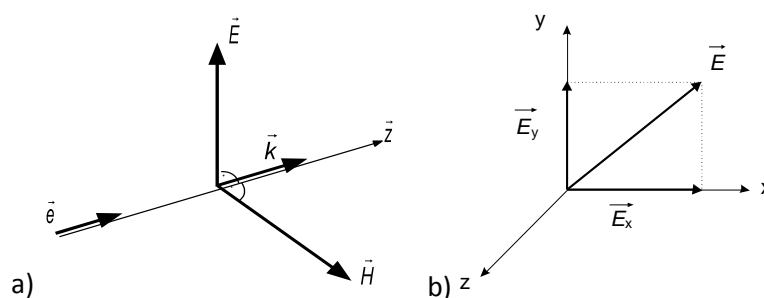


Bild 7: (a) die elektromagnetische Welle ist durch die Feldstärkevektoren \vec{E} , \vec{H} und den Wellenvektor \vec{k} charakterisiert; (b) Zerlegung einer linear polarisierten Welle in Komponenten.

Die Polarisation beschreibt das Richtungsverhalten des \vec{E} -Vektors bei der Ausbreitung der elektromagnetischen Welle (an dieser Stelle sei angemerkt, dass sorgfältig zwischen der Polarisation einer solchen Welle und der Polarisation eines Mediums zu unterscheiden ist!). Ist die

Ausbreitungsrichtung der Welle z , so schwingt der \vec{E} -Vektor in der x - y -Ebene, wobei er dort i.A. eine beliebige, auch zeitlich veränderliche Lage und Amplitude haben kann. Bild 8 zeigt die Projektionsbilder typischer Polarisationszustände von Licht. Unpolarisiertes Licht (Bild 8 a) besitzt keine bevorzugte Schwingungsrichtung. Es entsteht i.A. in Quellen „natürlichen Lichtes“ mit rein statistischer Verteilung der Richtungen von \vec{E} . Bei den einzelnen Emissionsakten wird zwar jeweils ein kurzer linear polarisierter Wellenzug erzeugt, im Mittel kommen jedoch bei ausreichend großer Anzahl solcher Emissionsakte alle Schwingungsrichtungen gleich häufig vor. Wird diese Gleichverteilung durch geometrische und/oder physikalische Effekte so beeinflusst, dass eine gewisse Vorzugsrichtung entsteht, erhält man teilweise polarisiertes Licht (Bild 8 b). Linear polarisiertes Licht ist die Bezeichnung für Licht mit einer festen Lage der Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors. Vereinbarungsgemäß wird die Schwingungsrichtung des Feldvektors als Polarisationsrichtung bezeichnet (Bild 8 c). Eine linear polarisierte Welle kann man mittels geeigneter optischer Elemente in zwei senkrecht zueinander schwingende Komponenten \vec{E}_x und \vec{E}_y zerlegen (s. Bild 7 b), beide Komponenten gegeneinander verzögern und ihre Amplituden unterschiedlich beeinflussen.

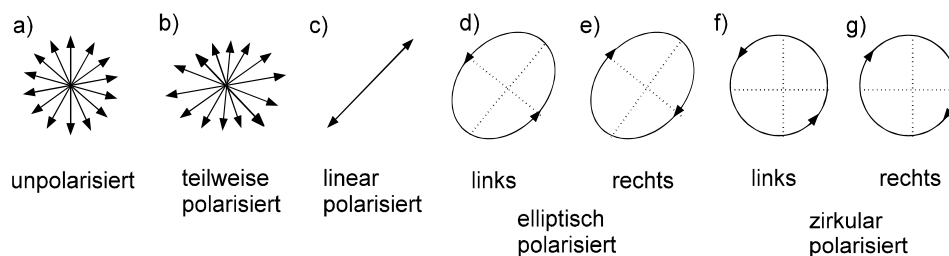


Bild 8: Projektionsbilder für verschiedene Polarisationszustände.

Setzt man nach dieser Modifizierung die beiden Komponenten wieder zusammen, kann die resultierende Welle linear, elliptisch oder zirkular polarisiert sein. Maßgebend für den Polarisationszustand sind dann Amplitudenverhältnisse und Phasendifferenz der Komponenten.

Optische Elemente zur Beeinflussung der Polarisation

Die folgenden Betrachtungen beschränken sich auf die Funktionsweise der im Versuch $\lambda/2$ - und $\lambda/4$ -Platten. Das Funktionsprinzip alternativer optischer Bauelemente, z.B. Brewsterplatten oder Glan-Thompson-Polarisator, wird ausführlich in [2] behandelt.

Durch Anwendung der Doppelbrechung lassen sich definierte Verschiebungen der Phasenlage zwischen der TM- und der TE-Komponente erzielen (s. Bild 9). Die zwei wichtigsten Beträge der Verschiebung entsprechen dabei $\lambda/4$ (Erzeugung von zirkular polarisierter Strahlung aus linear polarisierter Strahlung) und $\lambda/2$ (Drehung der Polarisations Ebene von linear polarisierter Strahlung um 90° ; am Ausgang des Elementes ist die Strahlung ebenfalls linear polarisiert).

Das Prinzip einer solchen $\lambda/2$ -Platte illustrieren die Abb. 9 und 10. Die Bildebene ist in Bild 9 identisch mit der Einfallsebene. Die Kreisdiagramme zeigen die Lage der Schwingungsebenen vor und hinter der Platte. Die optische Achse fällt mit der y -Achse des Koordinatensystems zusammen.

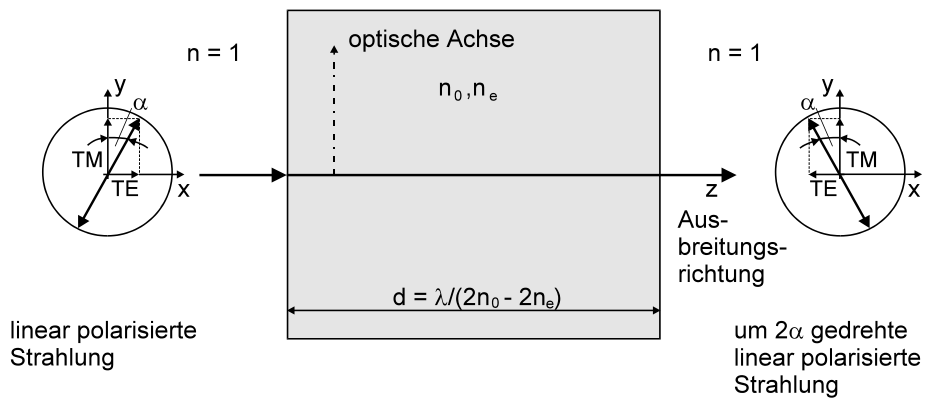


Bild 9: Zum Prinzip der $\lambda/2$ -Platte.

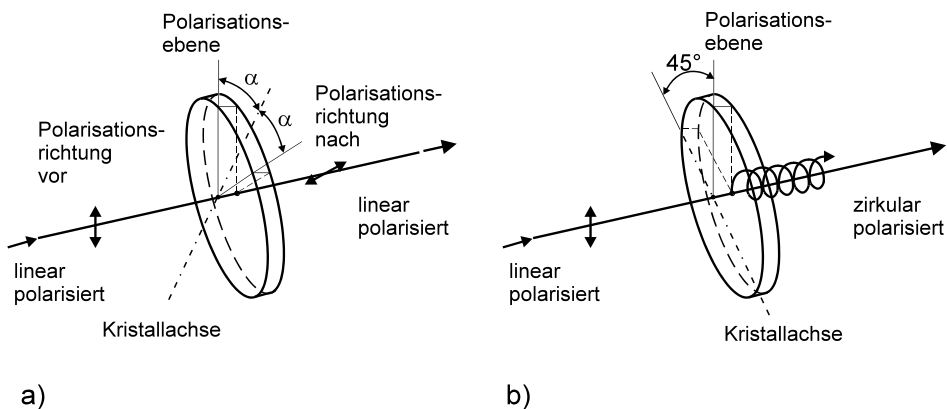


Bild 10: Zur Funktion einer $\lambda/2$ - (a) und einer $\lambda/4$ -Platte (b).

Transversale Modenstruktur

Für die Ausbildung transversaler Moden, d.h. von Eigenschwingungen des Resonators senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Lichtes, ist die Beugung der bestimmende Effekt. Einer mathematischen Behandlung sind die Feldverteilungen senkrecht zur Lichtrichtung zugänglich, wenn man das Kirchhoff-Fresnelsche-Beugungsintegral berechnet. Die sich aus diesen Rechnungen ergebenden Feldverteilungen werden als TEM-Moden (Transversale Elektro-Magnetische Moden) bezeichnet. Welche dieser Feldverteilungen im realen Laserresonator beobachtbar ist, hängt wesentlich von der Geometrie der Spiegel bzw. der für die Beugung verantwortlichen begrenzenden Öffnungen im Resonator ab, die i.A. eine rechteckförmige oder kreisförmige Begrenzung haben. Zur Charakterisierung der TEM-Moden werden die Ordnungszahlen m und n (Rechteck-symmetrie) bzw. p und l (Kreissymmetrie) eingeführt (m, n, p, l - natürliche Zahlen). Die Parameter m und n geben dabei die Anzahl der interferenzbedingten Nullstellen in x - bzw. y -Richtung auf den Spiegeln an, mit p wird im kreissymmetrischen Fall die Nullstellenzahl in radialer Richtung und mit l die Zahl der Nullstellen im Winkelbereich π bezeichnet.

Innerhalb der beugungsbestimmenden Apertur im Resonator kann man sich viele Strahlen in unterschiedlichem Abstand von der Resonatorachse laufend vorstellen. Jeder Strahlweg unterscheidet sich dabei, bedingt durch seinen jeweiligen Abstand von der Achse, in der Gesamtwegstrecke. Das führt zu einem Gangunterschied zwischen den Strahlen. Dadurch bilden sich in transversaler Richtung Interferenzfiguren mit Feldstärkemaxima und -minima (Nullstellen) aus. Eine daraus resultierende Intensitätsverteilung ist in Bild 11 b eingezeichnet. Es ist der TEM_{10} -Mode für den rechtecksymmetrischen Fall.

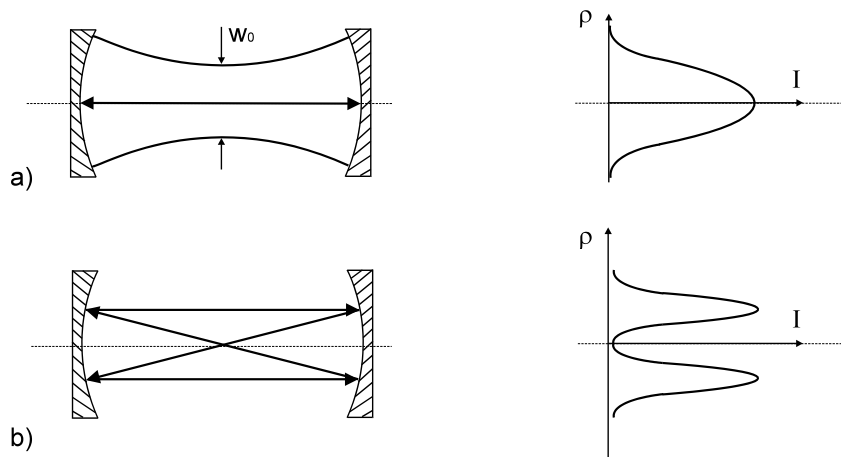


Bild 11: Transversale Moden in einem konfokalen Resonator.

Charakterisierung der Strahlqualität

Im Hinblick auf die große Bedeutung der Strahlungsparameter für den Lasereinsatz ist es wichtig, für die Beurteilung einer Strahlungsquelle wie auch für den Vergleich unterschiedlicher Geräte objektive Kriterien verfügbar zu haben. Im Falle der axialen Modenstruktur ist dies die Anzahl der anschwingenden Moden und ihre Stabilität, im Falle der hier im Experiment zu untersuchenden transversalen Modenstruktur eine nach DIN V 18730 eingeführte Strahlqualitätszahl K mit:

$$K = \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{1}{M \cdot w_0 \cdot M \cdot \Theta_0} = \frac{\lambda}{\pi} \cdot \frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{1}{M^2} = \frac{1}{M^2} \quad (2)$$

Damit besteht zwischen der Strahlqualitätszahl K und dem eingeführten M -Parameter die Beziehung

$$K = \frac{1}{M^2} \quad (3)$$

Da für den TEM_{00} -Grundmode $M = 1$ ist und für alle höheren Moden $M > 1$ gilt, ist K eine Zahl, die zwischen den Werten 0 und 1 liegt. Je näher K dem Wert 1 kommt, desto besser ist die Strahlqualität des Lasers.

Experimentelle Ermittlung des Strahldurchmessers

Der im Versuch verwendete CO_2 -Laser arbeitet im TEM_{00} -Grundmode (Gaußstrahl). Das Intensitätsprofil des Gaußstrahls ergibt sich in einer beliebigen Entfernung z von der Strahltaile, die sich am Laserausgang ($z=0$) befindet, nach folgender Gleichung:

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp\left(-\frac{2r^2}{w^2(z)} \right) \quad (4)$$

Dabei ist I_0 die Intensität im Zentrum der Strahltaile und w_0 der Tailenradius am $1/e^2$ -Punkt des Intensitätsverlaufes (s. Bild 12).

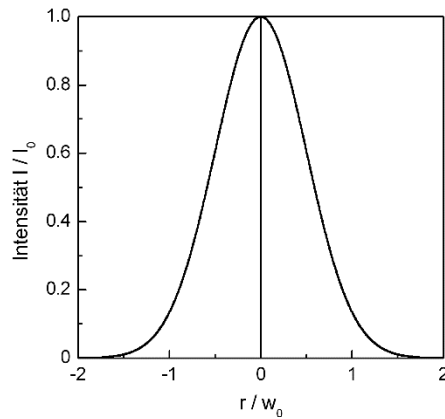


Bild 12: Intensitätsprofil des Gaußstrahls in der Strahltaile.

Der Strahlradius $w(z)$ ändert sich entsprechend der Ausbreitung Gauß'scher Strahlen mit zunehmendem Abstand z von der Strahltaile mit:

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2}\right)^2} \quad (5)$$

Aus der Kenntnis der Änderung des Strahlradius bei der Ausbreitung im freien Raum (Strahlkaustik) lässt sich in genügend großer Entfernung vom Laserausgang (Strahltaile) die Divergenz der Laserstrahlung rein geometrisch mit $\tan \Theta/2 = w(z)/z$ abschätzen.

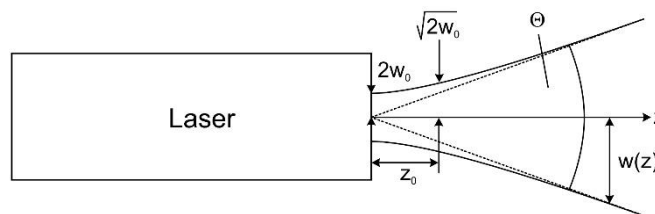


Bild 13: Strahlkaustik eines Lasers mit der Strahltaile am Laserausgang.

Zur Bestimmung des Strahlradius $w(z)$ wird die 2-Schuss-Methode angewendet. Dazu erzeugt man mittels zweier Strahlen unterschiedlicher Leistung (P_1, P_2) einen Farbumschlag auf Thermopapier, dessen Größe (Radius r_s) von der Schwellintensität I_s des Papiers abhängt:

$$I_{s,1} = I_{0,1} \exp\left(-\frac{2r_{s,1}^2}{w^2(z)}\right), \quad I_{s,2} = I_{0,2} \exp\left(-\frac{2r_{s,2}^2}{w^2(z)}\right) \quad (6)$$

Unter der Annahme, dass der Strahlradius $w(z)$ für beide Leistungswerte gleich und die Schwellintensität des Thermopapiers homogen ist ($I_{s,1} = I_{s,2}$), lässt sich Gl. 6 wie folgt umformen:

$$w(z) = \sqrt{\frac{2r_{s,1}^2 - 2r_{s,2}^2}{\ln\left(\frac{P_{0,1}}{P_{0,2}}\right)}} \quad (7)$$

Aus Gl. 7 folgt, dass sich der Strahlradius $w(z)$ durch Kenntnis der beiden Leistungen und der Radien der entsprechenden Farbumschläge berechnen lässt.

Erzeugung von Strahlungsimpulsen

Die gängigsten Methoden der Impulserzeugung beim CO₂-Laser sind die Pulsung des Entladungsstromes (bei Gleichstromanregung), die Modulation mit Hochfrequenzanregung, die Güteschaltung oder Auskoppelmodulation sowie kurze Hochspannungsimpulse (TEA-Laser). Im Versuch wird die Pulsung des Entladungsstromes untersucht sowie eine externe Methode angewendet, die nachfolgend kurz vorgestellt wird.

Pulsung des Entladungsstromes

Zur Erzeugung von Strahlungsimpulsen über die Pulsung der Gasentladung werden die Hochspannungsnetzteile des Lasers mit einem rechteckförmigen Signal angesteuert. Über die explizite Form des Steuersignals lassen sich somit Pulsfolgefrequenz, Pulsdauer, Ein-/Auszeit der Laserstrahlung (Tastverhältnis) sowie Spitzenleistung und mittlere Leistung vorgeben.

Verwendung eines Interferenz-Laserstrahlungs-Modulator (ILM)

Der ILM ist ein externer Modulator, der auf dem Prinzip des Fabry-Pérot-Interferometers basiert. Er besteht aus zwei parallel zueinander angeordneten Platten, die innenseitig die Reflektivität R besitzen. Über Vielstrahlinterferenz zwischen den beiden Platten wird der einfallende Strahl der Leistung P_0 in einen transmittierten Strahl P_T und einen reflektierten Strahl P_R aufgeteilt (Bild 14).

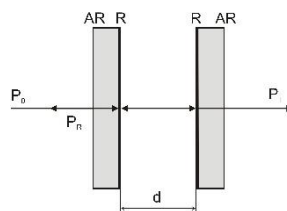


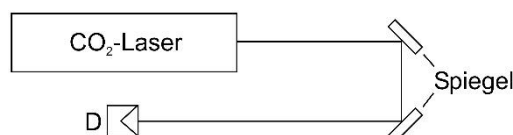
Bild 14: Zum Prinzip des ILM (vgl. Text).

Der ILM arbeitet daher als Strahlteiler, wobei das Leistungsverhältnis der beiden Strahlen durch den Plattenabstand d bestimmt wird (konstruktive/destruktive Interferenz). Die beiden Platten können relativ zu einander über das Prinzip des elektrodynamischen Lautsprechers mit Frequenzen bis in den kHz-Bereich bewegt werden. Somit wird periodisch zwischen den beiden Teilstrahlen geschaltet, was der Erzeugung kurzer Strahlungsimpulse aus der kontinuierlichen Ausgangsstrahlung, beispielsweise im transmittierten Strahl (Pulsdauer typischerweise wenige 10 μ s), entspricht.

Über eine Synchronisierung zwischen gepulster Gasentladung und ILM lassen sich die Vorzüge beider Impulserzeugungsmethoden kombinieren. Die Strahlungsimpulse besitzen dann eine relativ kurze Pulsdauer (Dauer der ILM-Impulse) und eine relativ hohe Spitzeleistung, da die Spitzenleistung im Pulsbetrieb des Lasers höher ist als der Pegel der kontinuierlichen Strahlung.

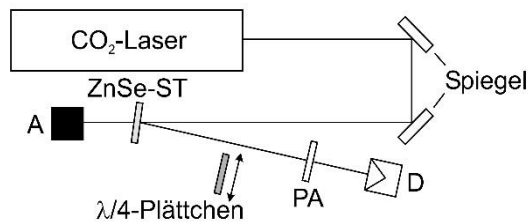
4. Versuchsdurchführung

- 4.1 Über die Steuerung des CO₂-Lasers kann der Injektionsstrom im Bereich zwischen 0% und 100% (von 78 mA) geregelt werden. Die entsprechenden Werte der Ausgangsleistung P_0 sind mittels des kalorimetrischen Empfängers D zu messen und in einem Diagramm grafisch darzustellen.

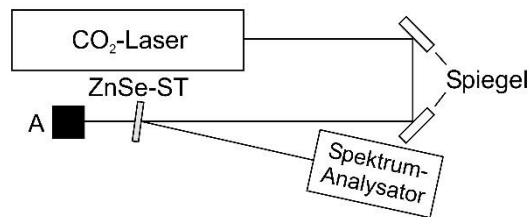


- 4.2 Der Versuchsaufbau wird durch einen ZnSe-Strahlteiler ($R \approx 3\%$) erweitert. Der reflektierte Strahlenteil wird mittels des Analysators PA und des Detektors D bezüglich seines Polarisationszustandes analysiert. Der nicht benötigte transmittierte Strahlungsanteil wird auf einen Absorber A gegeben.

Im zweiten Versuchteil wird vor den Analysator PA ein $\lambda/4$ -Plättchen positioniert und der entsprechende Polarisationszustand der Strahlung erneut analysiert. Dabei ist korrekte Stellung des $\lambda/4$ -Plättchens zu kontrollieren. Beide Messkurven sind in Abhängigkeit von der Analysatorstellung vergleichend in einem Polardiagramm darzustellen und die Ergebnisse auch in Hinblick auf die Frage zu diskutieren, was bei falscher Winkelstellung α des $\lambda/4$ -Plättchens passiert?



- 4.3 Mittels des Linienmessgerätes (Spektrum-Analysator) wird das während des kontinuierlichen und gepulsten Betriebes auftretende Linienspektrum des verwendeten CO₂-Lasers aufgenommen.



- 4.4 Mit der 2-Schuss-Methode werden in verschiedenen Abständen vom Laserausgang bei jeweils zwei verschiedenen Leistungen Schüsse auf Thermopapier gegeben. Anschließend sind die Durchmesser der entstandenen Farbumschläge auszumessen. Aus diesen Messwerten ist der Verlauf der Strahlkaustik und die Fernfelddivergenz Θ zu bestimmen.
- 4.5 Über die Modulation des Gasentladungsstromes sind Strahlungsimpulse mit verschiedenen Pulsfolgefrequenzen und Tastverhältnissen zu generieren. Die Strahlungsimpulse sind mittels eines Oszillographen darzustellen und der prinzipielle Impulsverlauf zu skizzieren. Aus der Messung der Pulslänge und der mittleren Leistung sind die Pulsspitzenleistung und die Pulsenergie abzuschätzen.
- 4.6 Die Modulation des Gasentladungsstromes wird mit dem ILM synchronisiert. Die somit erzeugten Strahlungsimpulse sind mittels eines Oszillographen darzustellen und der prinzipielle Impulsverlauf zu skizzieren. Die charakteristischen Größen der Pulse sind mit den reinen Laserimpulsen zu vergleichen.

5. Kontrollfragen

Zur erfolgreichen Durchführung des Praktikums sollten Sie nach dem Durcharbeiten der vorliegenden Anleitung sowie mit Hilfe der unter Punkt 6 genannten Literatur in der Lage sein, folgende Schwerpunkte zu diskutieren.

- Charakteristische Größen elektromagnetischer Strahlung (z.B. Wellenlänge, Frequenz)
- Erklärung des Begriffes Laser
- Grundaufbau eines Lasers
- Spontane und induzierte Emission sowie Absorption
- Besetzungsinversion
- Aufgaben des Resonators
- Polarisierung der Strahlung
- Möglichkeiten der Polarisationsänderung (z.B. Erzeugung zirkularer Polarisierung)
- Transversale Modenstruktur
- Erzeugung kurzer Strahlungsimpulse

6. Literatur

- [1] Kneubühl, Sigrist: Laser, Teubner Verlag, Stuttgart, 1991.
- [2] Demtröder: Experimentalphysik Band 2; Elektrizität und Optik; Springer Verlag, Berlin, 2005.
- [3] Demtröder: Experimentalphysik, Band 3; Atome, Moleküle, Festkörper; Springer Verlag, Berlin, 2005.
- [4] Grimsehl : Lehrbuch der Physik, 3.Band Optik, Teubner Verlag, Leipzig, 1962.
- [5] Hügel: Strahlwerkzeug Laser, Teubner Verlag, Stuttgart, 1992.